Messung der v/c-Abhängigkeit bei der β - $\gamma_{zirkular}$ -Korrelation an Co^{60}

Inaugural-Dissertation

der naturwissenschaftlichen Fakultät

der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen

zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von

Philipp Jäger

aus Bergham

Würzburg

Springer-Verlag

~~1960~~

1959

1959 № 157



Als Dissertation genehmigt von der naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Erlangen

Tag der mündlichen Prüfung: 11. November 1959

Dekan: Universitätsprofessor Dr. W. Specht
Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. R. Fleischmann

Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. E. Mollwo

Sonderdruck aus: Zeitschrift für Physik, Band 158, Heft 2, Jahrgang 1960

Zeitschrift für Physik 158, 214—225 (1960)

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Erlangen

Messung der v/c-Abhängigkeit bei der β-γ_{zirkular}-Korrelation an Co^{60}

Von

PHILIPP JÄGER

Mit 6 Figuren im Text

(Eingegangen am 25. November 1959)

Die zirkulare Polarisation der γ-Strahlung, die auf den β-Zerfall des Co^{60} folgt, wurde in Koinzidenz mit den β-Teilchen in Abhängigkeit von der Energie der β-Teilchen gemessen. Der Nachweis der zirkularen Polarisation der γ-Strahlung erfolgte durch Streuung an einem magnetisieren Eisenhohlzylinder mit abwechselnd entgegengesetzter Magnetisierungsrichtung. Die β-Energie wurde mit einem magnetischen dünnen Linsenspektrometer ausgewählt, das zur Abschirmung äußerer magnetischer Streufelder mit einem Eisenmantel umgeben war. Die elektronische Registrierung erfolgte mit einem Fast-slow-Koinzidenzkreis mit einer Auflösungszeit von $2\tau = 1{,}1 \cdot 10^{-8}$ s. Die erhaltenen Ergebnisse von $A = -0{,}361 \pm 0{,}082$ für $v/c = 0{,}69$ und $A = -0{,}203 \pm 0{,}138$ für $v/c = 0{,}51$ stimmen innerhalb ihrer statistischen Fehler mit der nach der Theorie erwarteten v/c-Abhängigkeit des zirkularen Polarisationsgrades der γ-Strahlung überein.

1. Ziel der Untersuchung

Wenn ein β-Zerfall auf ein angeregtes Niveau des Folgekerns führt und dieser in genügend kurzer Zeit, d.h. die Kernorientierung darf sich nicht ändern, unter einem bestimmten Winkel ein γ-Quant emittiert, so ist die γ-Strahlung zirkular polarisiert. Nach ALDER, STECH und WINTHER[1] gilt bei erlaubten Übergängen wie bei Co^{60} für die Wahrscheinlichkeit, daß man unter dem Winkel Θ zur β-Emissionsrichtung ein rechts- bzw. links-zirkularpolarisiertes γ-Quant findet:

$$W(\Theta, \tau) = 1 + \tau A \cdot (v/c) \cdot \cos\Theta \qquad (1)$$

$\tau = +1$ für rechts-zirkularpolarisierte γ-Strahlung;

$\tau = -1$ für links-zirkularpolarisierte γ-Strahlung;

v = Elektronengeschwindigkeit;

c = Lichtgeschwindigkeit.

A = Asymmetriekoeffizient, abhängig von der Art der β-Wechselwirkung, von der Art des β- und auch γ-Übergangs, vom Grad der Paritätsnichterhaltung.

[1] ALDER, K., B. STECH u. A. WINTHER: Phys. Rev. **107**, 728 (1957).

Daraus ergibt sich der zirkulare Polarisationsgrad P_z der γ-Strahlung zu:

$$P_z = A \cdot (v/c) \cdot \cos\Theta. \quad (2)$$

Der Polarisationsgrad P_z soll also nach der Theorie proportional der Energie der β-Teilchen sein.

Das Ziel dieser Arbeit ist es nun, diese v/c-Abhängigkeit bei Co^{60} zu untersuchen, indem bei einer kleinen und einer großen β-Energie dieses P_z gemessen wird. Dazu muß ein magnetisches Linsenspektrometer gebaut werden, das vor allem bei kleinen Energien eine bessere Energiebestimmung ermöglicht, als die häufig benützte Impulshöhendiskriminierung der Multiplierimpulse[2–5].

Solche v/c-Abhängigkeitsmessungen wurden bereits von STEFFEN[4] an Co^{60} und Sc^{46} und von JÜNGST[5] an Sc^{46} ausgeführt. Die Energie wurde durch Amplitudendiskriminierung der Multiplierimpulse ausgewählt; die zirkulare Polarisation der γ-Strahlung durch Streuung an magnetisierten Eisen gemessen. Ihre Ergebnisse weisen auf eine v/c-Abhängigkeit hin. Ihre Meßfelder sind aber so groß, daß auch eine energieunabhängige Zirkularpolarisation gefolgert werden könnte. PAGE, PETTERSON und LINDQVIST[6] haben an Co^{60} ebenfalls solche Messungen gemacht. Sie benützten zum Nachweis der Zirkularpolarisation nicht die Streuung sondern den Durchgang durch magnetisiertes Eisen, was große Intensitätsverluste zur Folge hat. Die β-Energie wurde mit einem magnetischen Linsenspektrometer ausgewählt. Ihre Messungen ergaben in einem Bereich von $v/c = 0{,}33$ bis $0{,}71$ keine v/c-Abhängigkeit. Der von ihnen gemessene zirkulare Polarisationsgrad war im Vergleich zu allen früheren Messungen[2,3,7,8] durchwegs größer. Diese unbestimmten und widersprechenden Ergebnisse machen es erforderlich, dieses Problem noch einmal aufzugreifen.

2. Prinzip der Messung

Es soll hier nochmals kurz das Meßprinzip der β-γ_{zirkular}-Korrelationsmessung erläutert werden.

Bestimmt werden muß die Zirkularpolarisation der γ-Quanten in Koinzidenz mit den β-Teilchen bestimmter Energie unter einem festen Winkel zwischen β- und γ-Emissionsrichtung.

---

2 SCHOPPER, H.: Phil. Mag. **2**, 710 (1957).
3 BÖHM, F., u. A.H. WAPSTRA: Phys. Rev. **106**, 1364 (1957).
4 STEFFEN, R.M.: Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II **3**, 205 (1958).
5 JÜNGST, W.: Dipl.-Arbeit Erlangen 1958.
6 PAGE, L.A., B.G. PETTERSON u. T. LINDQVIST: Phys. Rev. **112**, 863 (1958).
7 APPEL, H.: Diss. Erlangen 1958.
8 LUNDBY, A., A.P. PATRO u. J.P. STROOT: Nuova Cim. **6**, 6745 (1957).

Die zirkulare Polarisation der γ-Strahlung wird durch Compton-Streuung an ausgerichteten Elektronen gemessen. Der Streuquerschnitt ist von der zirkularen Polarisation der γ-Strahlung abhängig[9]. Als Streukörper benützt man magnetisiertes Eisen. Die experimentelle Anwendung dieser Methode wird von SCHOPPER[10] diskutiert.

Die Impulse aus den β- und γ-Zählern werden in einer schnellen Koinzidenzstufe ausgewählt und dann nachgewiesen. Auch die β- und γ-Einzelzählraten werden registriert. Die Koinzidenzzählraten K_- und K_+ bei abwechselnder Magnetisierungsrichtung des Streumagneten werden wegen des polarisationsabhängigen Streuquerschnitts verschieden sein. Die aus diesen Koinzidenzzählraten berechnete Größe

$$E = 2\,\frac{K_- - K_+}{K_- + K_+} \tag{3}$$

ist abhängig vom Polarisationsgrad P_z nach

$$E = f\,P_z\,\frac{d\sigma_z}{d\sigma_0}\,. \tag{4}$$

$f\,\frac{d\sigma_z}{d\sigma_0}$ ist abhängig vom Analysiermagneten, wobei f die Anzahl der im magnetisierten Eisen ausgerichteten Elektronen angibt (8%), und $d\sigma_z$ und $d\sigma_0$ die zirkularpolarisationsabhängigen und polarisationsunabhängigen Streuquerschnitte bedeuten. Die Größe E ist sehr klein. Sie würde bei 100% zirkular polarisierter γ-Strahlung nur 6% betragen. Um Schwankungen der Koinzidenzzählrate K während der langen Meßzeit infolge Änderung der Einzelzählraten zu eliminieren, wird bei der Auswertung stets das Verhältnis Koinzidenzzählrate durch Produkt der Einzelzählraten gebildet.

Aus Gl. (2) und (4) kann der Asymmetriekoeffizient A bestimmt werden. Für erlaubte Übergänge, z.B. für Co^{60}, ergibt die Theorie $A = -1/3$.

3. Beschreibung der Apparatur

Die Anordnung der Apparatur gleicht derjenigen, wie sie von SCHOPPER[2] bei den Paritätsexperimenten benützt wurde, nur wird auf der β-Seite ein Spektrometer angebaut.

Die Apparatur besteht (Fig. 1) aus dem Co^{60}-Präparat P, dem β-Spektrometer Sp mit β-Zähler β-Z auf der einen Seite und dem Streumagnet Str mit γ-Zähler γ-Z auf der anderen Seite. Alles ist rotationssymmetrisch um die Verbindungslinie beider Zähler aufgebaut.

---

[9] TOLHOEK, H.A.: Rev. Mod. Phys. 28, 277 (1956).
[10] SCHOPPER, H.: Nucl. Instrum. 3, 158 (1958).

a) Präparat. Beim Festlegen der Präparatstärke muß beachtet werden, daß bei Erhöhung der Aktivität wohl die Meßzeit verkürzt wird, aber die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen ansteigt.

Wenn man ein Verhältnis der zufälligen zu den echten Koinzidenzen von $K_z/K_e = 0{,}12$ zuläßt, ergibt sich mit einem Koinzidenz-Auflösungsvermögen von $2\tau = 1{,}1 \cdot 10^{-8}$ s eine Präparatstärke von 300 μC.

Das Präparat von 300 μC wurde hergestellt durch Eindampfen einer Co-Chlorid-Lösung auf einer Hostafanfolie von 1 mg/cm². Zur besseren Haftung und gleichmäßigeren Schichtbildung wurde die Folie vorher auf der vorgesehenen Präparatfläche mit Insulin benetzt. Das hergestellte Präparat hatte einen Durchmesser von 6 mm bei einer Flächendichte von 2,2 mg/cm².

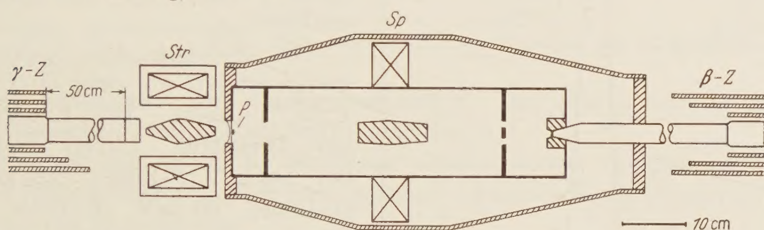


Fig. 1. Anordnung der Meßapparatur

b) β-Spektrometer. Die Polarisation sollte in Abhängigkeit von der Energie der β-Teilchen untersucht werden. Die Energie kann mit einem magnetischen Spektrometer oder durch Impulshöhendiskriminierung der Multiplierimpulse ausgewählt werden. Letztere Möglichkeit ist nur bei β-Energien über 0,1 MeV anwendbar, da sonst die Multiplierrauschimpulse bei der Diskriminierung störend wirken. Bei den hier benützten Multipliern RCA 6810 ist die Verstärkung wegen der schnellen Koinzidenzimpulse so hoch getrieben, daß β-Teilchen kleinerer Energie, Impulse erzeugen, die nur wenig über der Größe der Multiplierrauschimpulse liegen und damit keine saubere Energiediskriminierung mehr ermöglichen. Aus diesem Grunde wurde hier ein magnetisches dünnes Linsenspektrometer[11,12] gebaut. Der Raumwinkel des β-Strahls wird durch die Eingangsblende und den Bleikonus, der den direkten Strahl zum Zähler unterdrückt, begrenzt. Sie blenden einen Kegel mit dem halben Öffnungswinkel von 4 bis 15° aus. An der Stelle der engsten Einschnürung der β-Bahnen wurde als zweite Blende eine Ringblende angeordnet. Dadurch wird bei gleicher Lichtstärke des Spektrometers die Auflösung vergrößert[12]. Der Ort und die Größe der Blende wurde ermittelt, indem das Bündel der 661 keV Konversionselektronen des

[11] Keller, J.M., E. Königsberg u. A. Paskin: Nucl. Sci. Instrum. **21**, 713 (1950).

[12] Pratt, W., P.I. Boley u. R.T. Nichols: Nucl. Sci. Instrum. **22**, 92 (1951).

Cs^{137} und der 148 keV-Linie des ThB in verschiedenen Abständen vom Auffänger photographiert wurde.

Für den Austritt der γ-Strahlen war auf der Präparatseite des Spektrometers auf der Achse ein Fenster angebracht, das mit einer Hostafanfolie von 4 mg/cm² Flächendichte vakuumdicht abgeschlossen war. Dicht davor war das Präparat angeordnet. Zur Abschirmung äußerer magnetischer Streufelder wurde das Spektrometer mit einer Eisenabschirmung umgeben. Das Spektrometer hatte eine Länge von 56,5 cm. Es wurde eine Impuls auflösung von 7,5 % erreicht. Das Spektrometer wurde auf einen Druck von einigen 10^{-5} Torr evakuiert.

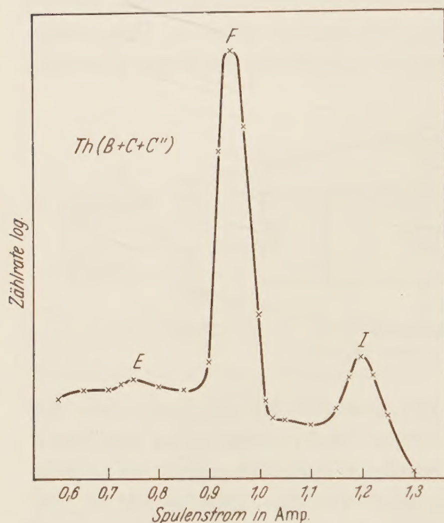


Fig. 2. β-Spektrum des Th $(B+C+C'')$; aufgenommen mit dem magnetischen dünnen Linsenspektrometer

Die Eichung des Spektrometers erfolgte mit einer Th $(B+C+C'')$-Quelle. Die Energien der benützten Linien liegen bei 148 keV (F-Linie), 222 keV (I-Linie), 99 keV (E-Linie)[13]. Fig. 2 zeigt ein solches, noch nicht auf Abnahme der Präparatstärke korrigiertes, aufgenommenes Spektrum in Abhängigkeit vom Spektrometerstrom. Der Strom wurde einem spannungsstabilisierten Gleichrichter entnommen.

c) Streumagnet. Der Streumagnet ist derselbe wie er von JÜNGST[5] verwendet wurde. In dem benützten Armco-Eisen ist bei Sättigungsmagnetisierung die Anzahl f der ausgerichteten Elektronen $f = 0{,}0817 \pm 3{,}5\%$. Die Sättigung der Magnetisierung wurde in diesem Magneten mit einer Windungszahl von 8000 bei einem Strom von 0,5 Amp erreicht. Die direkte γ-Strahlung zum Nachweiskristall wurde durch einen Bleikonus abgeschirmt, bei dem die γ-Strahlung im Minimum einen Bleiweg von 8 cm zurücklegen mußte.

d) β- und γ-Zähler. Der Nachweis der β-Strahlen erfolgte in einem Anthrazenkristall, der vakuumdicht in das Spektrometer eingeführt wurde, und der bei einer Dicke von 1,5 mm ausreichte, um die β-Strahlung von Co^{60} vollständig zu absorbieren.

Die γ-Strahlung wurde in einem NaJ (Tl)-Kristall von $1'' \times 1\frac{1}{2}''$ nachgewiesen.

---

[13] SIEGBAHN, K.: Beta- and Gammaray Spectroscopy. Amsterdam 1955.

Die Lichtblitze aus den Kristallen wurden über 50 cm lange Lichtleiter je einem 14-stufigen Multiplier RCA 6810 zugeführt. Die langen Lichtleiter reichten allein noch nicht aus, um den Einfluß des magnetischen Streufeldes des Analysiermagneten und des Spektrometers zu eliminieren. Beide Multiplier mußten zusätzlich zu einer Mu-Metall-Abschirmung mit drei koaxial angeordneten Eisenzylindern umgeben werden, um den Einfluß auf die Einzelzählraten auf kleiner als 0,3 % zu vermindern.

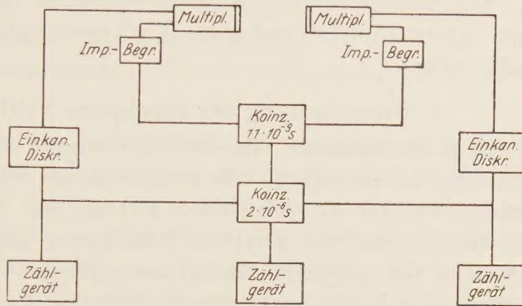


Fig. 3. Blockschaltbild der Koinzidenz- und Nachweisapparatur

e) **Koinzidenz- und Nachweisapparatur.** Das Blockschaltbild der elektronischen Nachweisapparatur zeigt Fig. 3.

Die von der Anode der Multiplier abgenommenen Impulse werden einer Impuls-Begrenzerstufe[14] mit der steilen Pentode E 180 F zugeführt. Sie erzeugt Impulse sehr kurzer Anstiegszeit von 1,5 V. Diese werden auf eine schnelle Koinzidenzstufe nach BELL, GRAHAM und PETSCH[15] gegeben und die koinzidierenden Impulspaare ausgewählt. Die Koinzidenzauflösezeit dieser Stufe beträgt $2\tau = 1{,}1 \times 10^{-8}$ sec (s. Fig. 4).

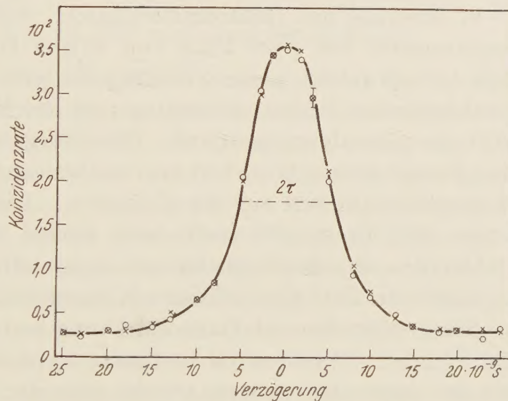


Fig. 4. Koinzidenzauflösungskurve der schnellen Koinzidenzstufe, aufgenommen bei beiden Magnetisierungsrichtungen des Streumagneten. Kreuze: Meßpunkte bei −. Kreise: Meßpunkte bei +

Zugleich werden von der 11. Dynode jedes Multipliers energieproportionale Impulse abgenommen und Einkanal-Diskriminatoren zugeführt. Damit konnten der jeweils störende Untergrund und im γ-Zweig auch die um große Winkel vielfachgestreuten Quanten beseitigt werden. Die Diskriminatorausgangsimpulse werden mit den Impulsen aus der schnellen Koinzidenzstufe auf

[14] LEWIS, I. A. D., u. F. H. WELLS: Millimicrosecond Pulse Techniques. London 1954.

[15] BELL, R. E., R. L. GRAHM u. H. E. PETSCH: Canad. J. Phys. **30**, 35 (1952).

eine langsame 3fach-Koinzidenzstufe mit einer Auflösungszeit von $2\tau = 2 \cdot 10^{-6}$ sec gegeben. Die Koinzidenzzählraten, sowie die einzelnen β- und γ-Zählraten werden in drei Zählgeräten registriert.

Das Ausdrucken der Zahlgerätergebnisse, das anschließende Umpolen des Streumagneten und das Wiedereinschalten der Messung erfolgte automatisch.

4. Untersuchung der möglichen Fehler der Apparatur

a) β-Spektrometer. Da der Streumagnet sehr nahe am Präparat angeordnet ist, beeinflußt sein magnetisches Streufeld die β-Bahnen sehr stark. Bei der abwechselnden Polung des Streumagneten waren die Austrittswinkel der erfaßten Elektronen und damit deren Energieauswahl bei gleichem Spektrometerstrom verschieden. Aus diesem Grunde wurde das Spektrometer mit einer Eisenabschirmung umgeben. Das jetzt bei verschiedenen Polungen von Streumagnet und Spektrometerspule aufgenommene Spektrum von Th$(B+C+C'')$ änderte sich nun nicht mehr, d.h. die Maxima der verschiedenen Konversionslinien lagen jeweils bei dem gleichen Spektrometerstrom. Auch die Linie E hat sich nicht verschoben. Der Fehler in der Energieauswahl liegt damit weit unter dem Auflösungsvermögen des Spektrometers von 7,5 %.

b) Streuung am Spektrometerflansch. Auf der Präparatseite ist das Spektrometer mit einer Folie von 40 mm Durchmesser abgeschlossen. Hier tritt praktisch keine Streuung der γ-Strahlung auf. Aber an der anschließenden Eisenabschirmung und am Messing des Spektrometers wird die γ-Strahlung gestreut. Eine Vergrößerung der Öffnung hätte eine Verminderung bewirken können, war aber nicht möglich wegen des Magnetfeldeinflusses auf die β-Bahnen. Die gestreuten Quanten gelangen teils direkt oder nach einem kurzen Bleiweg in den Zählkristall und werden als echte Koinzidenzen registriert. Sie bewirken das gleiche, als würde die Zahl der zufälligen Koinzidenzen erhöht.

Diese störenden auf Flanschstreuung beruhenden echten Koinzidenzen konnten experimentell bestimmt werden, indem der Streumagnet aus der Apparatur entfernt wurde, aber der Bleikonus wieder an seine frühere Stelle zwischen Präparat und γ-Zähler gebracht wurde. Die Messungen ergaben, daß diese Koinzidenzen 70% der Zufälligen betrugen. Hierbei wurden allerdings auch diejenigen γ-Quanten mitgezählt, die bei den Messungen der v/c-Abhängigkeit wegen des dazwischenliegenden Streumagneten nicht mehr in den Zähler gelangen. Eine Abschätzung dieses Anteils ergibt weniger als 5% der Zufälligen. Der Hauptteil der Quanten wurde am Flanschrand gestreut, da die Eindringtiefe bei 1 MeV-Quanten in der Größenordnung 1 cm Eisen liegt. Im folgenden wird mit K_z^* immer die Summe aus den Zufälligen und den hier beschriebenen echten Koinzidenzen des Störeffekts bezeichnet.

c) Magnetfeldeinfluß auf die Zähler. Durch Entfernen mittels langer Lichtleiter und Eisenabschirmung der Multiplier konnte der Magnetfeldeinfluß soweit verringert werden, daß sich die Einzelzählraten um weniger als 0,3% änderten. Dadurch daß, wie unter 3. beschrieben, bei der Auswertung der Ergebnisse die Koinzidenzzählrate durch das Produkt der jeweiligen Einzelzählraten dividiert wird, kann auch dieser Einfluß eliminiert werden.

Es wäre noch denkbar, daß durch den noch vorhandenen geringen Magnetfeldeinfluß in einem der Multiplier die Laufzeit der Elektronen beeinflußt und somit bei verschiedenen Polungen des Streumagneten der Koinzidenzwirkungsgrad verändert würde. Das hieße, der Impuls des einen Multipliers käme ein wenig vor dem Impuls des anderen in der Koinzidenzstufe an. Dies kann dadurch untersucht werden, daß man das Koinzidenzauflösungsvermögen durch Messung der Koinzidenzzählraten in Abhängigkeit von der Verzögerung der β- und γ-Impulse bei beiden Magnetisierungsrichtungen des Streumagneten untersucht. Wenn im Multiplier Laufzeiteffekte auftreten würden, so müßten die beiden Koinzidenzauflösungskurven gegeneinander verschoben sein. Die Messungen (Fig. 4) ergaben keine solche Verschiebung. Daraus kann geschlossen werden, daß sich der Koinzidenzwirkungsgrad durch den geringen Magnetfeldeinfluß nicht oder nur unmerklich ändert.

d) Rückstreuung der β-Teilchen. Den Vakuumabschluß des Spektrometers bildete, wie früher erwähnt, eine Hostafanfolie von 4 mg/cm² vor der auf einer weiteren Hostafanfolie von 1,0 mg/cm², zusammen also 5,0 mg/cm², das Präparat angeordnet ist. Die an diesen Folien rückgestreuten Elektronen wurden in entgegengesetzter Richtung ausgesandt und verringern damit den Effekt. Der Rückdiffusionskoeffizient p = Zahl der rückgestreuten Elektronen bei Sättigung dividiert durch die Zahl der eingestrahlten Elektronen ist unabhängig von der Energie, aber abhängig von der Ordnungszahl des Streumaterials und davon, ob es sich um ein diffuses oder paralleles Bündel handelt[13]. Da die Elektronen nur in einem ganz bestimmten Raumwinkel ins Spektrometer gelangen, kann man für p den Mittelwert zwischen diffuser und paralleler Strahlung einsetzen. Für eine mittlere Ordnungszahl $Z = 6$ der Folie ergibt sich p zu 0,1. Da die Sättigungsrückdiffusionsdicke für eine β-Energie entsprechend einem $v/c = 0{,}51$ etwa 8 mg/cm² und $v/c = 0{,}69$ etwa 35 mg/cm² beträgt, ergibt sich für den Polarisationseffekt eine Verkleinerung bei $v/c + 0{,}51$ um $(9{,}5 \pm 1{,}3)$% bei $v/c = 0{,}69$ um $(3{,}5 \pm 0{,}7)$%.

e) Streuung der β-Teilchen in der Präparatschicht. Beim Durchgang von Elektronen durch die Präparatschicht erleiden sie Ablenkungen. Die Ursache hierfür kann in der Vielfachstreuung (Kleinwinkelstreuung) oder Großwinkelstreuung liegen. Ein gestreutes Elektron wird in einer

anderen Richtung ausgesandt als es dann nachgewiesen wird. Damit bleibt der durch die Geometrie der Apparatur eingestellte Winkel zwischen β- und γ-Emissionsrichtung nicht mehr erhalten. Solange die Streuwinkel klein sind, wird dadurch die Genauigkeit der Messung nicht wesentlich beeinflußt, da die Winkelkorrektion[10] in der Größenordnung $\sin\alpha/\alpha$ bleibt; wenn α den mittleren Streuwinkel bedeutet. Dies trifft aber hier nicht zu. Durch Kleinwinkelstreuung[16] ergibt sich bei $v/c=0{,}69$ ein Winkel α von 21°. Bei $v/c=0{,}51$ besitzt das Präparat bereits die Normalfalldicke, das ist die Grenzdicke, ab der sich bei Vergrößerung der Dicke die Winkelverteilung der vielfach-gestreuten Elektronen nicht mehr ändert. Eigentlich ist bei der verwendeten Schichtdicke der Gültigkeitsbereich der Formeln für Kleinwinkelstreuung schon überschritten, aber da sonst keine anderen Berechnungsmöglichkeiten vorhanden sind, erlauben sie mindestens eine Abschätzung.

Neben dieser Kleinwinkelstreuung tritt aber auch Streuung um große Winkel auf. Darüber sind von WEGENER[17] Berechnungen vorhanden, die auch schon experimentell bestätigt wurden[18,19,20]. Daraus ergibt sich, daß man nur solche Elektronen betrachten muß, die senkrecht zur Schichtnormalen starten und um 90° in die Nachweisapparatur gestreut werden. Für die Wahrscheinlichkeit w, daß ein Elektron in der Co-Schicht der Dicke d um 90° in die Meßrichtung abgelenkt wird, ergibt sich:

$$w = 2\pi f n d\sigma(90°) \tag{5}$$

mit

$$f = 1{,}5 - 1/3 \ln\left(5{,}82\cdot 10^{-2}(1-\beta^2)/\beta^4\right) - 0{,}3\sqrt{5{,}82\cdot 10^{-2}(1-\beta^2)/\beta^4}$$

und n = Anzahl der Atome/cm³ und $\sigma(90°)$ = Streuquerschnitt für Streuung um 90°.

Die Korrektion, die auf Grund der Kleinwinkelstreuung und der Großwinkelstreuung am Asymmetriekoeffizient angebracht werden muß, beträgt bei $v/c=0{,}51$ etwa 35%, bei $v/c=0{,}69$ etwa 6%. Die Genauigkeit dieser Korrektion liegt bei etwa 15%.

5. Messungen und Ergebnisse

Wenn in den folgenden Messungen der Magnetisierungsvektor des Streumagneten vom γ-Zähler zum Präparat weist, d.h. der Spin des Elektrons etwa parallel zur Einfallsrichtung des γ-Quants steht, dann wird der Meßwert mit Puls bezeichnet[5,10] (Experimentell: Der Streumagnet zieht auf der Präparatseite den Südpol einer Magnetnadel an).

[16] WILLIAMS, E. J.: Proc. Roy. Soc. Lond., Ser. A **169**, 531 (1939).
[17] WEGENER, H.: Z. Physik **151**, 252 (1958).
[18] REGENFUSS: Diplomarbeit Erlangen 1959.
[19] BIENLEIN, H.: Diss. Erlangen 1958.
[20] WILLARD u. a.: Private Mitteilungen.

Es wurden Messungen an Co^{60} bei einem v/c der Elektronen von 0,51 und 0,69 durchgeführt. Diese Energie entspricht einem Spektrometerstrom von 0,7 Amp bzw. 1,1 Amp. Diese Meßstellen sind eingezeichnet in Fig. 5, die das mit dem Spektrometer aufgenommene Co^{60} β-Spektrum zeigt.

Wegen der Energiediskriminierung der β-Strahlen werden die Zählraten sehr klein. Dies bedingt aber, um zu statistisch genauen Ergebnissen zu gelangen, eine Meßzeit von mehreren Monaten. Die Präparatstärke kann nicht erhöht werden, da dann — wie früher erwähnt — das Verhältnis von zufälligen zu echten Koinzidenzen erhöht würde.

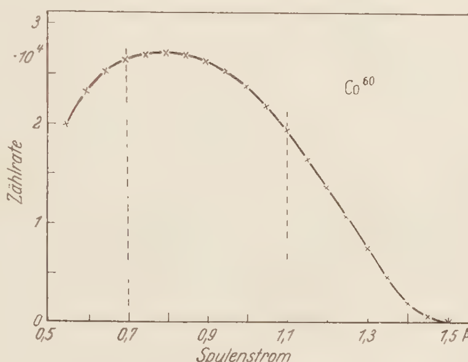


Fig. 5. Co^{60} β-Spektrum aufgenommen mit dem magnetischen dünnen Linsenspektrometer

Während der langen Meßzeit können Schwankungen der Koinzidenzzählraten auftreten, die auf einer Änderung der Einzelzählraten beruhen, z.B. durch Änderung der Elektronenröhreneigenschaften, Alterungserscheinungen der Bauelemente in den elektronischen Geräten, Änderung der Raumtemperatur usw. Diese werden durch Bildung der relativen Koinzidenzrate d.h. des Verhältnisses Koinzidenzzählrate zu dem Produkt der jeweiligen Einzelzählraten, eliminiert [2].

Schwankungen im Auflösungsvermögen der Koinzidenzstufen können dadurch eliminiert werden, daß man in häufigem Wechsel Messungen bei geänderter Magnetisierung des Streumagneten vornimmt. Die Umpolung erfolgte bei der vorliegenden Arbeit in Abständen von 10 min.

Zur Mittlung der Fehler dieser einzelnen Messungen wird der Effekt E aus der Summe der relativen Koinzidenzzählraten Q gebildet.

$$E = 2\frac{Q_- - Q_+}{Q_- + Q_+ - 2Q_z^*}. \qquad (6)$$

Da in Q die zufälligen Koinzidenzen Q_z und die Koinzidenzen der Störung [s. (5b)], zusammen „zufällige Koinzidenzen" Q_z^*, mitgemessen werden, muß das bei E berücksichtigt werden. Da ein Fehler von Q_z nur wenig in den Fehler von E eingeht, werden die zufälligen Koinzidenzen nur nach jeder 10. Messung bestimmt. Die Auswertung ergab ein Verhältnis von „zufälligen" zu echten von 0,2.

Die Ergebnisse der Messung sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Darin bezieht sich die Meßdauer auf die gesamte Meßzeit bei einer

Magnetisierungsrichtung. Ebenfalls gibt ΣK die abgerundete Gesamtzahl der Koinzidenzen bei einer Magnetisierungsrichtung an.

Für den Asymmetriekoeffizienten A gilt nach Gl. (2) und (3)

$$A = \frac{E}{2f\, v/c \cos\Theta\, d\sigma_z/d\sigma_0}. \tag{7}$$

Der Faktor $\cos\Theta\, d\sigma_z/d\sigma_0$ ist von der Art, Geometrie und Anordnung des Analysiermagneten abhängig. Er wurde bereits von JÜNGST[5] für

Tabelle 1

	v/c	E_β	Meßdauer	ΣK	E
Co-60	0,51	84 keV	8000 min	$2{,}3 \cdot 10^5$	$3{,}79 \cdot 10^{-3}$
	0,69	195 keV	12000 min	$3{,}6 \cdot 10^5$	$11{,}88 \cdot 10^{-3}$

den verwendeten Magneten berechnet und ergibt bei der vorliegenden experimentellen Anordnung $-0{,}321$. Der statistische Fehler für E berechnet sich bei Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes, wenn man $K \ll N_\beta, N_\gamma$; $K_+ \approx K_- = K$; $(K - K_z^*)^2 \gg (K_+ - K_-)^2$ und $K_z^* = 0{,}2K$ berücksichtigt, zu:

$$\Delta E = \frac{\sqrt{2K}}{K - K_z^*} = \frac{\sqrt{2}}{0{,}8\sqrt{K}}. \tag{8}$$

In Tabelle 2 sind die nach Tabelle 1 und obigen Formeln berechneten Werte $E + \Delta E$ und $A + \Delta A$ eingetragen.

Tabelle 2

v/c	E	A	y	E_{korr}	A_{korr}
0,51	$3{,}79 \pm 3{,}69 \cdot 10^{-3}$	$-0{,}142 \pm 0{,}138$	45%	$5{,}10 \pm 3{,}69 \cdot 10^{-3}$	$-0{,}203 \pm 0{,}138$
0,69	$11{,}88 \pm 2{,}94 \cdot 10^{-3}$	$-0{,}331 \pm 0{,}082$	9%	$12{,}95 \pm 2{,}94 \cdot 10^{-3}$	$-0{,}361 \pm 0{,}082$

Die Korrektion y in Tabelle 2 die wegen Rückdiffusion und Groß- und Kleinwinkelstreuung an E und A noch angebracht werden muß, führt zu den Werten E_{korr} und A_{korr}.

Obige Werte sind noch mit folgenden systematischen Fehlern behaftet, die aber alle nur Bruchteile des statistischen Fehlers betragen. Bei der Berechnung der Größe $\cos\Theta\, d\sigma_z/d\sigma_0$ ist die Doppelstreuung im Eisen des Analysiermagneten nicht berücksichtigt. Sie kann nach Abschätzungen von SCHOPPER und JÜNGST[10,5] aber als $< 5\%$ angenommen werden. Wie schon früher erwähnt, ist der Faktor f, der die Anzahl der ausgerichteten Elektronen im magnetisierten Eisen angibt, auf

$\pm 3{,}5\,\%$ bestimmt. Es wurde noch nicht berücksichtigt, daß das Spektrometer einen endlichen Öffnungswinkel besitzt und sich dadurch der Winkel Θ verändert. Bei dem hier vorliegenden Winkel von $15°$ ist diese Korrektur[10] $1\,\%$.

Fig. 6 zeigt die in dieser Arbeit gefundene v/c-Abhängigkeit des zirkularen Polarisationsgrades P_z. Auf der Abszisse ist v/c aufgetragen, auf der Ordinate die dem Polarisationsgrad P_z proportionale Größe $A \cdot v/c$.

Die Kreuze geben die unkorrigierten Werte an, die Kreise die auf Rückdiffusion und Klein- und Großwinkelstreuung korrigierten Ergebnisse. Für die von der Theorie vorhergesagte Abhängigkeit gilt die ausgezogene Gerade.

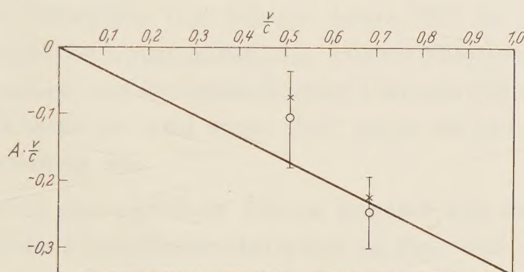


Fig. 6. Meßergebnisse

6. Diskussion der Ergebnisse

Wie aus Fig. 6 zu ersehen ist, erfüllt der Meßpunkt bei $v/c = 0{,}69$ den von der Theorie vorhergesagten Wert sehr gut. Bei der kleineren β-Energie schließt der gemessene Wert den theoretischen gerade noch innerhalb seiner statistischen Fehlergrenzen ein. Die beiden Meßpunkte sprechen daher sehr stark für die von der Theorie geforderte v/c-Abhängigkeit. Sie stehen im Widerspruch mit den Messungen von Page, Petterson und Lindqvist, die keine v/c-Abhängigkeit fanden, zumal der Wert bei $v/c = 0{,}51$ einen kleineren Polarisationsgrad als die theoretische Kurve angibt.

Aus den vorliegenden Messungen ergibt sich die Aussage, daß der zirkulare Polarisationsgrad der γ-Strahlung bei der β-γ-Korrelation an Co^{60} mit großer Wahrscheinlichkeit die von der Theorie gefundene v/c-Abhängigkeit aufweist.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. R. Fleischmann für die Anteilnahme an dieser Arbeit und für die fördernden Ratschläge.

Druck der Universitätsdruckerei H. Stürtz AG., Würzburg

Lebenslauf

Am 15. Januar 1929 wurde ich in Bergham, Kreis Roding als Sohn des BB-Obersekretärs Johann Jäger und dessen Ehefrau Anna, geb. Zimmerer geboren.

Nach dem Besuch von 4 Klassen der Volksschule in Weiden/Oberpfalz trat ich im Jahre 1939 in das dortige humanistische Gymnasium ein. Dieser Schule gehörte ich — abgesehen von kriegsbedingten Unterbrechungen — bis zur 8. Klasse an und legte dort auch im Jahre 1948 die Reifeprüfung ab.

Im Herbst des gleichen Jahres begann ich meine neunmonatliche Praktikantentätigkeit in den verschiedensten Abteilungen des Hüttenwerkes und der Maschinenfabrik Weiherhammer.

Vom Wintersemester 1949/50 an studierte ich an der Technischen Hochschule München technische Physik A. Dabei machte ich im Labor für technische Physik bei Professor Meier-Leibnitz die Diplomarbeit mit dem Thema „Herstellung von Zählrohren mit überlagertem homogenen Zugfeld“. Im Herbst 1954 schloss ich das zehnsemestrige Studium mit der Diplomhauptprüfung ab.

Vom Oktober 1954 bis zum Januar 1957 war ich am physikalischen Institut der Universität Erlangen als wissenschaftliche Hilfskraft, anschliessend als Verwalter der Dienstgeschäfte eines wissenschaftlichen Assistenten tätig. Hierbei führte ich auch vorliegende Arbeit aus.